

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE MANCAIS AEROSTÁTICOS ESFÉRICOS

D.S. FREITAS

e

A.T. PRATA

*Departamento de Engenharia Mecânica
Universidade Federal de Santa Catarina
Caixa Postal 476 - 88040-900 - Florianópolis, SC*

SUMÁRIO

O método de volumes finitos é aplicado a uma simulação do escoamento de ar na folga de mancais esféricos. As equações governantes, altamente não-lineares, são discretizadas e adaptadas para incorporar o insuflamento de ar por meio de restritores de fluxo. Verificou-se que os resultados de capacidade de carga e rigidez apresentados para um mancal típico são consistentes e coerentes com resultados experimentais.

SUMMARY

The finite volume method is applied to a simulation of the air flow in spherical bearings. The governing equations, highly nonlinear, are discretized and adjusted to include the air flow deriving from flux restrictors. The obtained results for load carrying capacity and stiffness for a typical bearing are consistent and compare well with experimental results.

INTRODUÇÃO

Devido à carência de dados teóricos na literatura, o projeto de mancais aerostáticos esféricos é realizado de maneira empírica, com base em alguns dados experimentais disponíveis. A teoria de lubrificação tem sido preferencialmente aplicada a outros tipos de mancais, cilíndricos ou planos, por exemplo. Possivelmente, isto ocorre porque tais mancais são mais difundidos e podem ser empregados na maior parte das aplicações práticas.

No entanto, em algumas situações é desejável que o eixo do rotor possua mais de um grau de liberdade em relação ao eixo do estator, ou que o mancal seja capaz de suportar cargas com componentes axiais, mantendo um movimento de rotação suave e conservando uma rigidez adequada. Nestes casos é mais indicado o uso de uma geometria esférica. Desta forma, mancais esféricos aparecem como sub-sistemas dinâmicos em sistemas de alta tecnologia, como máquinas-ferramenta.

Recibido: Enero 1995

O ar pode ser utilizado em aplicações nobres, que exijam limpeza, como a usinagem de lentes de contato ou em brocas para aplicação odontológica. Adicionalmente, a opção por um gás como fluido lubrificante permite que o rotor atinja altas rotações com baixa geração de calor (Wunsch⁷). Por outro lado, os gases têm a desvantagem de apresentar menor viscosidade e menor rigidez em relação aos lubrificantes líquidos. Os mancais a gás são, portanto, necessariamente maiores do que os seus equivalentes lubrificados com líquido.

Nos mancais aerostáticos, um filme fino de ar a alta pressão é utilizado para suportar uma carga. O mancal em estudo é pressurizado externamente porque, para algumas aplicações importantes, um filme lubrificante deve ser mantido mesmo com o rotor parado. Em alguns casos, o rotor gira em alta rotação, levando ao aparecimento de um efeito hidrodinâmico, o qual, embora tenha sido incluído na formulação proposta, é desconsiderado na simulação aqui explorada. A rigidez do mancal está associada à forma da folga entre as superfícies ou a restrições ao fluxo de ar de alimentação, artifício comumente utilizado para aumentar a rigidez de mancais aerostáticos sem aumentar a pressão de bombeamento.

Como o ar tem viscosidade baixa, as folgas entre as superfícies dos mancais são pequenas, da ordem de 10 μm (Slocum⁶). A utilização de uma forma esférica para os mancais é justificada, do ponto de vista de usinagem, pela sua facilidade de fabricação, principalmente pela técnica de moldagem em resina, descrita por Oliveira³. Esta técnica permite a fabricação de duas superfícies esféricas conjugadas de boa qualidade com a utilização de máquinas-ferramenta convencionais.

Uma análise de um mancal esférico lubrificado a gás empregado como giroscópio é apresentada por Sela e Blech⁵. Eles avaliam o desempenho estático do mancal quando submetido a uma carga genérica e apresentam resultados para capacidade de carga e fluxo mássico de gás em uma certa faixa de excentricidades e pressões de alimentação do gás. Em seu modelo, a alimentação é feita por uma linha localizada no equador da esfera. No presente trabalho, não é empregada a simplificação de alimentação em linha e a latitude em que se localizam os restritores de alimentação é um dos parâmetros que podem ser variados, visando a uma otimização de projeto.

O presente artigo apresenta uma análise teórica para um mancal esférico a gás, visando fornecer uma metodologia de cálculo que possibilite um projeto otimizado do mancal. São apresentados resultados teóricos de carga para diversos valores de folga nominal entre as esferas, ao longo de uma ampla faixa de excentricidades. O modelo aqui apresentado pode facilmente ser adaptado a casos específicos de método de fabricação, a partir de uma descrição cuidadosa do aparato experimental.

DESCRIÇÃO DO PROBLEMA

Em uma situação real, o mancal esférico normalmente está sujeito a cargas de orientação arbitrária. Como consequência, surge um deslocamento relativo entre os centros do rotor e do estator, cujo valor adimensional, a excentricidade (ϵ), é caracterizado por três parâmetros independentes (ϵ_x , ϵ_y e ϵ_z), medidos em um sistema de coordenadas cartesiano fixo em relação ao estator. A coordenada z , que descreve o deslocamento

axial do rotor, está alinhada com o eixo do estator. As coordenadas x e y estão localizadas em um plano no equador do estator e descrevem o deslocamento radial do rotor.

Como a metodologia teórica está sendo avaliada, optou-se inicialmente por isolar os efeitos de carregamentos axiais e radiais. Carregamentos axiais levam a uma análise mais simples do conjunto, pois o eixo do rotor permanece alinhado com o do estator.

EQUAÇÕES GOVERNANTES

O escoamento de um fluido no espaço entre as duas superfícies do mancal esférico deve obedecer à equação de Reynolds, a qual para o sistema de coordenadas esféricas (r, θ, φ) , tendo o eixo do estator como pólo, é

$$\frac{1}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(ph^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\sin \varphi ph^3 \frac{\partial p}{\partial \varphi} \right) = 6\mu\omega R^2 \frac{\partial}{\partial \theta} (ph) + 12\mu R^2 \Re T(\rho v_r|_{R+h}) \quad (1)$$

em que o último termo do lado direito da equação corresponde a uma entrada de massa na direção radial, na superfície externa do mancal, que servirá para modelar a entrada de ar pelos restritores. A grandeza T que aparece neste termo é a temperatura, em Kelvin, do ar que está sendo insuflado. O primeiro termo do lado direito corresponde ao efeito hidrodinâmico, que apareceria se o rotor girasse a uma velocidade angular ω (mantido nulo nos resultados obtidos no presente trabalho).

CONDIÇÕES DE CONTORNO

O domínio de solução do problema compreende um círculo fechado sobre o plano equatorial. O problema é espacialmente periódico na direção θ e a condição de contorno associada a esta coordenada se resume a

$$p|_{\theta=0} = p|_{\theta=2\pi} \quad (2)$$

Na direção φ o domínio é limitado pelas duas bordas do mancal, por onde o ar é liberado após passar pela folga. A variável φ vai de φ_1 , correspondente ao diâmetro menor, até $\pi/2$, na posição do diâmetro maior. Assume-se que o ar é liberado para a atmosfera, logo as condições para a direção φ são

$$p|_{\varphi=\varphi_1} = p_{amb} \quad p|_{\varphi=\pi/2} = p_{amb} \quad (3)$$

Espessura do filme fluido

A partir do deslocamento do centro do rotor em relação ao centro do estator, descrito pelas excentricidades ϵ_x , ϵ_y e ϵ_z , a altura h da folga em qualquer ponto (θ, φ) vale

$$h = c[1 - (\epsilon_x \cos \theta + \epsilon_y \sin \theta) \sin \varphi - \epsilon_z \cos \varphi] \quad (4)$$

em que c é a folga nominal, quando os centros do rotor e do estator coincidem. Como discutido anteriormente, no presente trabalho o interesse recai sobre a direção axial e os valores de ϵ_x e ϵ_y serão mantidos nulos.

APLICAÇÃO DE RESTRITORES DE FLUXO

O ponto de funcionamento (ϵ) do mancal não poderá variar excessivamente quando a carga sobre ele aplicada sofrer variações, ou seja, ele deverá ter alta rigidez. Vários artifícios de fabricação podem ser empregados para que o mancal satisfaça a esta condição. O mais comum, e de mais simples construção, é o chamado restritor de fluxo. O ar bombeado é forçado a passar por um estrangulamento antes de ser injetado no filme fluido, em um processo semelhante a um escoamento em bocais. A vazão de ar que passa para o filme lubrificante pode ser calculada a partir da pressão de bombeamento (conhecida e regulada no compressor) e da pressão que o jato de ar assume ao atingir o filme lubrificante, no ponto (θ, φ) correspondente à saída do restritor, esta última obtida da equação de Reynolds, equação (1).

Modelagem teórica de cada restritor

Para obter a distribuição de pressões na folga entre as esferas, é necessário transferir para a equação de Reynolds, (equação 1), o valor da vazão mássica que é descarregada pelo bocal, quando são conhecidas as pressões a montante (pressão de bombeamento, no compressor, p_{bomb}) e a jusante (pressão de descarga no bocal, no filme fluido, p_{desc}). Deseja-se determinar, portanto

$$\dot{m}_{restr} = \rho_{desc} v_{desc} A_{desc} \quad (kg/s) \quad (5)$$

Assumindo fluxo isentrópico, de acordo com John², esta vazão vem de

$$\dot{m}_{restr} = \frac{p_{bomb}}{\sqrt{\mathcal{R}T_{bomb}}} \sqrt{\gamma} M_{desc} \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{desc}^2 \right]^{\frac{\gamma + 1}{2 - 2\gamma}} A_{restr} \quad (6)$$

Em que M_{desc} , o número de Mach do ar na descarga do bocal, vale

$$\begin{aligned} M_{desc} &= M, & \text{se } M < 1 \\ M_{desc} &= 1, & \text{se } M \geq 1 \quad (\text{escoamento bloqueado}) \end{aligned} \quad (7)$$

para um número de Mach de referência calculado por

$$M = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{p_{bomb}}{p_{desc}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (8)$$

Área do restritor

Para a determinação da vazão mássica de ar que atravessa o bocal, é necessário fornecer o valor da área desta restrição, indicada por A_{restr} na equação (5). A área A_{restr} é a área da seção transversal ao escoamento do ar no ponto em que está localizada a restrição. Corresponde à área da seção transversal do restritor ($\pi\phi^2/4$), se o ar tiver oportunidade de se expandir, e corresponde a uma "área de cortina" ($\pi\phi h$), que envolve a folga do mancal correspondente ao restritor, se o próprio mancal assumir o papel de restritor.

A correta implementação de um modelo para o restritor depende da observação de alguns detalhes construtivos inerentes ao processo de fabricação do mancal. Os resultados apresentados neste trabalho obedecem à seguinte estrutura construtiva:

- i) o ar tem espaço para se expandir antes de começar a fazer parte do filme lubrificante, ou seja, a área de restrição corresponde à seção transversal do restritor;
- ii) cada entrada de ar injeta no filme fluido uma vazão de ar equivalente ao dobro do valor determinado pela equação (5).

Tais critérios são aplicáveis a mancais esféricos obtidos com a técnica de modelagem em resina (ver Freitas e Prata¹), mas podem ser facilmente modificados para adaptar a modelagem a outros processos de fabricação.

Acoplamento entre restritores e filme fluido

O domínio de solução da equação (1) é o filme fluido, o qual é dividido em um grande número de sub-domínios (volumes de controle), para a integração numérica da equação diferencial. O formato dos volumes de controle, em função do sistema de coordenadas ortogonal adotado, não coincide com o formato dos jatos de ar. Computacionalmente, isto é resolvido atribuindo-se aos volumes teóricos que se encontrarem exatamente na saída dos jatos (ou seja, com coordenadas (θ, φ) correspondentes aos centros das elipses que limitam as saídas dos restritores), uma geração mássica de ar equivalente ao fluxo mássico por eles insuflado.

Para fechar o problema entre filme fluido e restritores, é necessário fornecer o valor da vazão mássica (ρv_r) nestes volumes, que passam a funcionar como fontes de massa no domínio para o problema governado pela equação (1). Para que a geração de massa implementada na equação governante corresponda exatamente ao ar que está sendo insuflado, deve ser feito o seguinte ajuste

$$\rho v_r A_{v.c.} = -\dot{m}_{restr} \quad (9)$$

em que $A_{v.c.}$, área do volume de controle teórico para pontos (θ, φ) correspondentes aos restritores, vale

$$A_{v.c.} = (R \sin \varphi \Delta \theta)(R \Delta \varphi)|_{restr} \quad (10)$$

Voltando à equação (1), a substituição da equação (9) resulta em

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(ph^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\sin \varphi ph^3 \frac{\partial p}{\partial \varphi} \right) = \\ = 6\mu\omega R^2 \frac{\partial}{\partial \theta} (ph) - 12\mu R^2 \Re T_{desc} \left(\frac{\dot{m}_{restr}}{A_{v.c.}} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

em que o último termo à direita só é diferente de zero para volumes coincidentes com entradas de ar.

ADIMENSIONALIZAÇÃO

A equação (11) pode ser adimensionalizada com o auxílio das seguintes variáveis

$$\Pi = (p/p_{amb})^2 \quad \text{e} \quad H = h/c \quad (12)$$

Substituindo estas variáveis na equação (11), chega-se à equação de trabalho do presente estudo

$$\frac{1}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(H^3 \frac{\partial \Pi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\sin \varphi H^3 \frac{\partial \Pi}{\partial \varphi} \right) = 2\Lambda \frac{\partial}{\partial \theta} (\sqrt{\Pi} H) + S \quad (13)$$

onde

$$S = -\dot{m}_{restr} R^2 / (\dot{m}_{ref} A_{v.c.}), \text{ nos volumes coincidentes com as entradas de ar e} \quad (14)$$

$S = 0$, nos demais volumes.

O valor de $A_{v.c.}$ é dado pela equação (10) e o parâmetro Λ , que representa a velocidade de rotação do mancal em termos adimensionais, é definido como

$$\Lambda = 6\mu\omega R^2 / (p_{amb} c^2) \quad (15)$$

e é mantido nulo. A vazão mássica de referência, \dot{m}_{ref} , é dada por

$$\dot{m}_{ref} = p_{amb}^2 c^3 / (24\mu \Re T_{desc}) \quad (16)$$

onde \Re , a constante universal dos gases, é 287,06 J/kg/K, e

$$T_{desc} = \frac{T_{bomb}}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{desc}^2 \right]} \quad (17)$$

PROCEDIMENTO NUMÉRICO

Para a solução da equação (13), foi empregado o método de volumes finitos proposto por Patankar⁴. Segundo este método, o domínio de solução (neste caso, o filme fluido) é sub-dividido em porções discretas (volumes de controle), sobre as quais é feita uma integração da equação diferencial governante, originalmente válida apenas para volumes infinitesimais. Como consequência desta integração, a pressão atribuída a cada um destes sub-volumes não mais varia continuamente, mas fica representada apenas por um valor associado ao centro de cada volume.

Este processo acaba transformando a solução da equação de Reynolds (que não pode ser obtida analiticamente) na solução de um sistema algébrico de equações, envolvendo tantas variáveis quantas forem as sub-divisões. De uma maneira geral, quanto maior o número de volumes de controle, mais precisa a solução numérica, pois mais próxima ela está da situação ideal de "infinitos volumes". A quantidade de volumes de controle define a malha computacional e está limitada apenas por questões como memória e velocidade de cálculo do computador.

Os parâmetros que governam o problema estão associados a características geométricas, tais como dimensões, quantidade e localização dos restritores, ou a aspectos físicos relativos às condições de bombeamento do ar.

Dicretização da equação governante

A equação (13), em uma forma mais adequada ao processo numérico, é

$$\frac{1}{\sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\Gamma_{\theta} \frac{\partial \Pi}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\Gamma_{\varphi} \frac{\partial \Pi}{\partial \varphi} \right) = 2\Lambda \sin \varphi \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + S \sin \varphi \quad (20)$$

onde

$$\Gamma_{\theta} = H^3 \quad , \quad \Gamma_{\varphi} = \sin \varphi H^3 \quad \text{e} \quad \Phi = H\sqrt{\Pi} \quad (21)$$

Integrando a equação (20) de acordo com o método de volumes finitos, sobre o volume de controle típico ilustrado na Figura 1 (associado a um ponto P genérico da malha computacional), obtém-se a seguinte equação algébrica

$$a_P \Pi_P = a_N \Pi_N + a_S \Pi_S + a_E \Pi_E + a_W \Pi_W + S \quad (22)$$

em que os coeficientes têm que ser calculados para cada volume de controle a partir de

$$a_N = \frac{\Gamma_{\varphi_n} \Delta \theta}{(\delta \varphi)_n} \quad a_S = \frac{\Gamma_{\varphi_s} \Delta \theta}{(\delta \varphi)_s} \quad (23)$$

$$a_E = \frac{\Gamma_{\theta_e}}{(\delta \theta)_e} \ln \left[\frac{\tan(\varphi_n/2)}{\tan(\varphi_s/2)} \right] \quad a_W = \frac{\Gamma_{\theta_w}}{(\delta \theta)_w} \ln \left[\frac{\tan(\varphi_n/2)}{\tan(\varphi_s/2)} \right] \quad (24)$$

$$a_P = a_N + a_S + a_W + a_E$$

$$S = 2\Lambda(\cos \varphi_n - \cos \varphi_s)(\Phi_e - \Phi_w)|_P - S_P(\cos \varphi_n - \cos \varphi_s)\Delta\theta \quad (25)$$

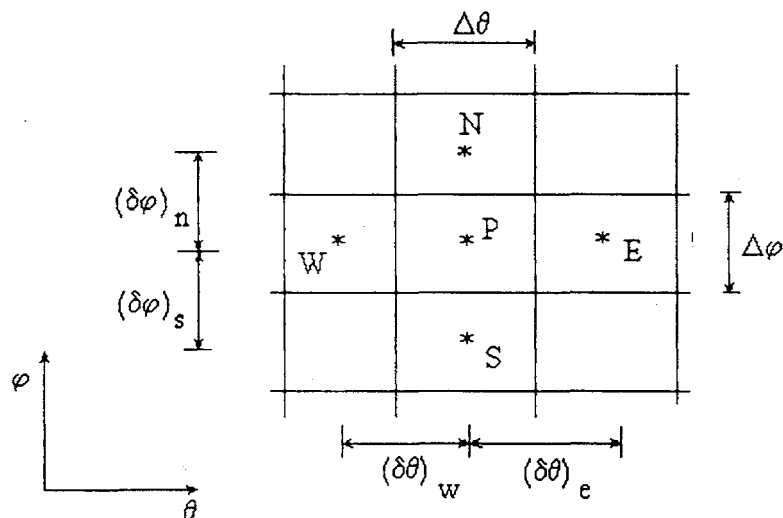


Figura 1. Volume de controle típico utilizado para a discretização

Na expressão de S , o primeiro termo à direita representa o efeito hidrodinâmico associado a uma rotação do mancal e o segundo termo representa a geração de massa resultante do insuflamento de ar. Como o efeito hidrodinâmico não será considerado nos casos a serem explorados, este termo-fonte é diferente de zero somente nos volumes coincidentes com as entradas de ar, onde, de acordo com a equação (14), S_P vale

$$S_P = -\frac{\dot{m}_{restr} R^2}{\dot{m}_{ref} A_{v.c.}} \quad (26)$$

Método de solução

A solução do sistema de equações é obtida pela aplicação do algoritmo TDMA para a direção φ e do algoritmo TDMA circular para a direção θ . Este algoritmo é descrito por Patankar⁴ e os detalhes serão aqui omitidos.

Malha computacional

A malha é gerada de forma que a saída de cada canal de alimentação coincida com um volume finito. Estes volumes têm área equivalente à área que delimita a comunicação dos canais com a superfície esférica do estator.

Com a alimentação de ar em pontos localizados, é de esperar que o campo de pressões apresente picos nestas regiões. Assim sendo, os volumes que compõem a malha apresentam dimensões variáveis, de tal forma que a maioria dos pontos computacionais fica concentrada próximo às entradas de ar.

Balanco de massa

No processo numérico parte-se de um campo-tentativa inicial que vai sendo modificado sucessivas vezes por meio de passadas do algoritmo TDMA, até que os resíduos das equações que compõem o sistema de equações algébricas (17) atinjam valores aceitáveis.

Para verificar qual o nível de convergência atingido após um certo número de iterações, é feito um balanço global de massa no domínio, envolvendo as vazões mássicas que passam pelos restritores e as vazões que cruzam os limites do domínio em φ . Matematicamente, levando em conta o sentido positivo dos eixos coordenados, após a convergência os fluxos de massa devem obedecer à seguinte equação

$$\dot{m}_{\varphi_1} + \sum_1^{n_{restr}} \dot{m}_{restr} - \dot{m}_{\pi/2} = 0 \quad (27)$$

em que n_{restr} é o número de restritores e \dot{m}_{φ} , vazão mássica total que cruza a linha localizada em uma posição φ qualquer, é dada por

$$\dot{m}_{\varphi} = \oint_{\theta} \left[\frac{-\rho h^3}{12\mu R} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \right]_{\varphi} R \sin \varphi d\theta \quad (28)$$

O nível de convergência durante cada processo iterativo é verificado pela equação (27). Na prática, considerou-se que a convergência foi atingida sempre que

$$(\dot{m}_{\pi/2} - \dot{m}_{\varphi_1}) / \sum_1^{n_f} \dot{m}_{restr} > 0,999 \quad (30)$$

RESULTADOS

A seguir, a metodologia apresentada é aplicada a um mancal esférico de 50 mm de raio e 35 mm de largura, alimentado por 5 restritores de 0,18 mm de diâmetro.

As curvas de carga mostradas na Figura 2 indicam que este mancal tende a suportar uma carga maior em posições de excentricidades mais altas. Na posição em que o rotor teoricamente encosta no estator ($\epsilon = 1$), verifica-se a maior capacidade de carga do mancal. Para os valores de folga muito baixos (menores do que 30 μm) e para valores de excentricidade altos, situações em que as superfícies do mancal estão excessivamente próximas, houve problemas de convergência na simulação numérica.

Para todos os valores de folga estudados, a curva de carga muda subitamente de comportamento em algum ponto. Ultrapassado certo limite, pequenos aumentos de excentricidade levam a aumentos significativos de capacidade de carga, ou seja, ocorre um aumento na rigidez do mancal. Este limite, como mostram as curvas da Figura 3, tende a diminuir com a diminuição da folga nominal. Mancais construídos com folgas grandes têm, portanto, pouca margem de variação do seu ponto de funcionamento. Quando a folga é grande, os pontos de maior rigidez do mancal estão muito próximos do ponto em que o rotor encosta no estator ($\epsilon \approx 1$), situação em que há um alto risco de falha.

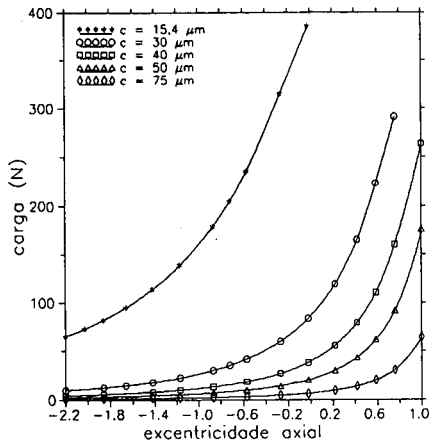


Figura 2. Efeito do aumento de excentricidade sobre a capacidade de carga do mancal

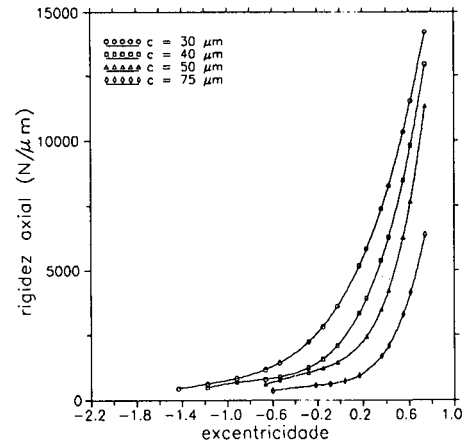


Figura 3. Curva de rigidez axial

À medida que o mancal é construído com folgas menores, a sua capacidade de carga aumenta, qualquer que seja o seu ponto de funcionamento. A Figura 4 mostra ainda que este aumento ocorre exponencialmente com a diminuição da folga. Justifica-se, portanto, a construção de mancais com folgas pequenas, tanto do ponto de vista de capacidade de carga como de flexibilidade de funcionamento.

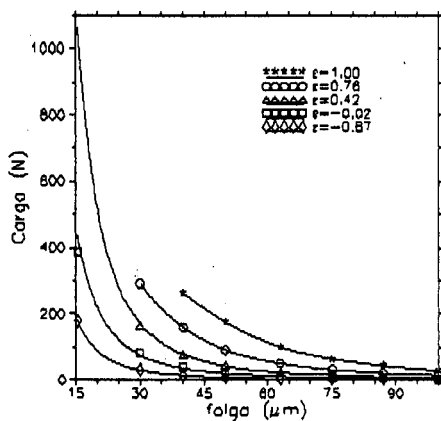


Figura 4. Efeito da variação da folga nominal

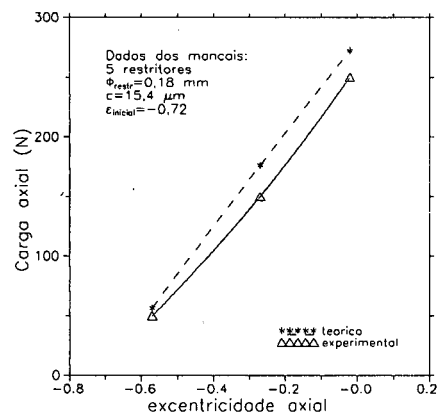


Figura 5. Comparação com valores experimentais de carga para cabeçote duplo-esférico

Os resultados teóricos obtidos da simulação de um mancal duplo-esférico composto de dois mancais esféricos simples com folgas de $15,4 \mu\text{m}$, submetido a uma carga axial, são comparados na Figura 5 aos resultados experimentais de Oliveira³. Estão apresentados somente os pontos em que a convergência foi completa. Para os pontos calculados a concordância é muito boa, principalmente considerando que cada valor de carga obtido para um mancal duplo-esférico corresponde à simulação de dois mancais esféricos, em situações distintas.

CONCLUSÕES

Verificou-se que os resultados obtidos com a metodologia para o cálculo de capacidade de carga de mancais esféricos a gás apresentada neste trabalho são consistentes com resultados experimentais. Não foi possível obter convergência nas situações em que as superfícies esféricas dos mancais estavam excessivamente próximas. Nestes casos, os volumes que correspondem aos restritores apresentam um termo-fonte, S , na equação (26), muito acentuado e seriam necessários ajustes no processo de discretização para incorporar esta informação corretamente ao processo numérico. Observou-se ainda que, dentro da faixa estudada ($15,4$ a $100 \mu\text{m}$), a capacidade de carga tende a aumentar com uma diminuição da folga. Além disto, os resultados das simulações indicam que o mancal deve funcionar com a maior excentricidade axial possível, dentro de um limite de segurança aceitável.

AGRADECIMENTO

Ao Prof. Walter Weingaertner, Coordenador do Laboratório de Mecânica de Precisão da Universidade Federal de Santa Catarina, e aos engs. Paulo R. M. Oliveira e Luís A. Müller pelas inúmeras discussões associadas aos mancais aerostáticos.

REFERÊNCIAS

1. D.S. Freitas e A.T. Prata, "Modelagem e Simulação de Mancais Aerostáticos Duplo-Esféricos", submetido para publicação, (1994).
2. J.E.A. John, "*Gas Dynamics*", Allyn and Bacon Inc., Massachusetts, (1984).
3. P.R.M. Oliveira, "Projeto, Fabricação e Qualificação de um Mancal Aerostático Duplo-Esférico", *Dissertação de Mestrado*, Universidade Federal de Santa Catarina, (1994).
4. S.V. Patankar, "*Numerical Heat Transfer*", Hemisphere Publishing Co., Washington, (1980).
5. N.M. Sela e J.J. Blech, "Performance and Stability of a Hybrid Spherical Gas Gyrobearing", *Journal of Tribology*, pp. 458-463, (1991).
6. A.H. Slocum, "*Precision Machine Design*", Cambridge Prentice Hall, (1991).
7. H.L. Wunsch, "Air-Bearing Applications to Machine Tools and Measuring Instruments", *Journal of Lubrication Technology*, pp. 680-686, (1968).